第20卷 第2期 空 间 科 学 学 报 Vol.20, No.2
2000 年 4月 CHINESE JOURNAL OF SPACE SCIENCE Apr., 2000

耗散大气中风场对内重力波传播的影响*

丁 锋 万卫星 袁 洪
(中国科学院武汉物理与数学研究所 430071)

摘 要

使用考虑大气耗散的射线跟踪算法，计算了风场作用下重力波的传播情况. 结果表明，风场对快速重力波分量影响较小，但对反射和传播区域的慢速波的影响较大，表现在顺风时使反射区范围缩小，逆风时使反射区范围扩大. 在传播区，顺风场使慢速波分量的传播距离变小，传播高度降低，而逆风则使慢速重力波分量的传播距离明显增大，传播高度上升. 分析表明，重力波传播的丰富多样性是由风场对波的衰减和反射等滤波作用引起的.

关键词 射线跟踪－重力波衰减

1 引 言

在电离层高度上，背景热层风场对大气重力波的传播有十分重要的影响. 理论研究表明，风场通过产生重力波射线的拉伸、变陡、反射和捕获等，改变粘滞、热传导等大气耗散过程对重力波的作用，从而使重力波的衰减发生变化 [1,2]. 早在 60 年代初，Hines[3] 就估算了等温大气中内重力波的衰减距离. 在简单情况 (两层模式) 下，Francis[4] 采用全波解计算了由热层底部陡温度梯度维持的各种大尺度重力波模，给出了不同重力波模的衰减距离. 最近，梁君 [5] 提出了一种由上层强风场和地面反射维持的重力波受导传播机制，以这种机制传播的扰动在逆风传播时，其衰减距离要比非逆风情形下大得多，从而很好地解释了美国 Millstone Hill 台站观测到的重力波风场滤波现象.

采用全波解方法研究重力波的衰减过程，计算十分繁杂，结果难以进行简明的物理解释. 另一方面，采用射线理论则不需要复杂的计算，结果简明直观，物理意义明确，特别是可方便地用于分析风场对重力波传播参数的影响. 为此，本文采用射线理论跟踪重力波射线路径，同时通过考虑大气耗散的能量衰减表达式来计算波包能量的衰减. 这种 "扩充" 的处理方法既保留了原有射线理论简明直观的优点，又能兼顾计算波能量损耗的需要，是用于分析真实大气中重力波传播特性的一种简便可行的方法. 本文利用这种方法计算了沿不同风向传播重力波的到达高度及水平衰减距离，分析了风场对不同尺度重力波传播的影响.

2 有耗大气中的射线跟踪与能量衰减计算方法

本文采用以下考虑背景风场的大气重力波射线方程组来计算重力波的传播路径 [6]:

* 国家自然科学基金 (49604061), 国家杰出青年基金 (49525407) 资助的课题
1999-11-08 收到原稿， 2000-01-24 收到修定稿

$$\left.\begin{aligned} \mathrm{d}\omega &= -\frac{\partial k_z}{\partial t}\frac{\partial(\omega - k_x v_x)}{\partial k_z}\mathrm{d}t \quad \mathrm{d}z = \frac{\partial w}{\partial k_z}\mathrm{d}t \\ \mathrm{d}k_x &= \frac{\partial k_z}{\partial x}\frac{\partial(\omega - k_x v_x)}{\partial k_z}\mathrm{d}t \quad \mathrm{d}x = \frac{\partial k_z}{\partial k_x}\frac{\partial(\omega - k_x v_x)}{\partial k_z}\mathrm{d}t \end{aligned}\right\}, \tag{1}$$

其中， x 、 z 分别为水平和垂直方向的坐标， k_x 和 k_z 是这两个方向上的实数波数， v_x 是水平风速， ω 为重力波频率， t 为传播时间. 在由射线方程组 (1) 决定的重力波传播路径上，重力波可以表示为如下的平面波，

$$F = A(z)\exp\left\{-\mathrm{i}\int_{\Gamma}(\omega\mathrm{d}t - k_x\mathrm{d}x - k_z\mathrm{d}z)\right\}, \tag{2}$$

上式中 Γ 为重力波的传播路径， $A(z)$ 为高度 z 处的波幅，

$$A(z) = A(z_0)\exp\left\{-\int_{z_0}^{z} k_{zi}\mathrm{d}z\right\}, \tag{3}$$

其中 z_0 和 z 表示波在起始时刻 t_0 和在时刻 t 的垂直位置， k_{zi} 是垂直波数的虚部. 由 (3) 式可得，

$$A(z_0)/A(z) = \exp\left\{\int_{z_0}^{z} k_{zi}\mathrm{d}z\right\}, \tag{4}$$

(4) 式表征重力波在传播过程中能量的衰减量. 为便于讨论，我们定义衰减高度为 z_1，在此高度满足

$$A(z_0)/A(z_1) = e \tag{5}$$

时，认为重力波已经被耗散掉，并在这个点停止射线跟踪计算. (5) 式中的 $e = 2.71828$.

求解能量衰减表达式 (4) 需用到真实大气中考虑分子粘滞和热传导的复色散关系 [4]

$$C_3R^3 + C_2R^2 + C_1R + C_0 = 0, \tag{6}$$

其中 R 是关于 $(k_z + \mathrm{i}k_{zi})^2$ 的代数式，参数 C_3 、 C_2 、 C_1 和 C_0 是关于高度、时间、地点以及温度、风场、粘滞系数和热传导系数等大气背景参量的函数，其具体表达式见文献

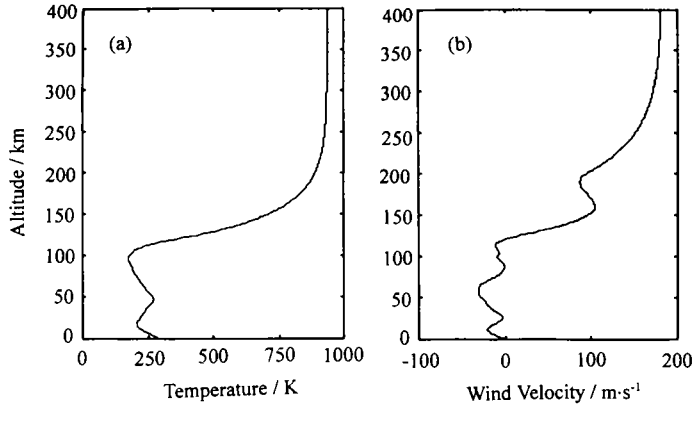

图 1 典型温度场 (a) 和风场 (b) 的高度剖面

Fig.1 Typical temperature (a) and wind speed (b) profiles

[4]. 忽略大气对重力波能量的损耗，(6) 式可简化为

$$k_z^2 = (\omega - k_x v_x)^2/c^2 - \omega_a^2/c^2 - k_x^2(1 - \omega_b^2/(\omega - k_x v_x)^2). \tag{7}$$

在实际计算中，将无耗条件下重力波的色散关系 (7) 代入射线方程组 (1)，采用 Runge-Kutta 方法计算重力波的传播路径，同时将考虑损耗的色散关系 (6) 代入 (4) 中计算波能量的衰减，并在衰减满足 (5) 式时停止跟踪. 由于大气对重力波的弱吸收性质，能量损耗对频率、实波数等参量的影响极小. 因此，用这种方法可方便地分析真实大气中重力波各传播参量的变化，有效处理弱耗散情况下重力波的传播和衰减问题. 计算中采用了图 1 所示的大气温度和背景风场剖面 (取自 MSISE90 和 HWM93).

3　数值计算结果

作为计算实例，图 2 给出了在对流层中激发的周期 T 为 30 min 的重力波分别在顺风 (右半分支) 和逆风 (左半分支) 时的传播路径. 图中给出了重力波传播的 4 种可能情形：(1) 在对流层即已截止，如逆风传播时水平波长 $\lambda > 450$ km 以及顺风时 $\lambda > 400$ km 范围的波；(2) 在中层顶以上高度被反射，如逆风时 $\lambda = 450$ km 及 $\lambda = 210$ km 的波；(3) 被顺风场捕获，如顺风时 $\lambda = 90$ km 的波；(4) 其余范围的重力波，则能够克服反射、截止和捕获，穿透传播，但受大气耗散作用，只能传播有限高度和水平距离. 由图中的能量衰减等值线来看，在顺风传播情形下，波的能量损耗随高度和水平距离的增长而迅速增加，在 150 km 左右的高度即达到耗散极限. 而在逆风情形下，射线变陡，最高可传播到 350 km 高度. 这表明逆风时能量损耗随高度的增长比顺风时要缓慢得多.

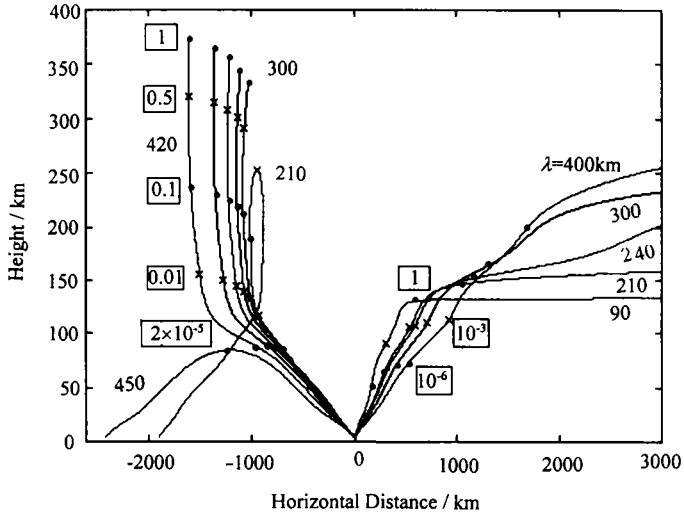

图 2　不同波长重力波射线的传播路径 (点线及星号线是能量衰减等值线，衰减量均在方框内标出)

Fig.2　Ray paths of gravity waves with various wavelengths. The asterisk and dot lines are energy dissipation contours with dissipation value marked in boxs

为考察有耗大气中，风场对不同尺度重力波传播的影响，我们取一定范围的水平波长 λ 和周期 T，计算了各种尺度重力波的传播情况．考虑到风场的影响，分别计算了逆风、无风和顺风传播的情形．由于波的捕获是波能量衰减的结果，在计算中将穿透传播和捕获的波放在一起考虑，其水平传播距离以及传播高度用等值线表示出来，如图 3 所示．

由图 3 可知，重力波的传播结果可分为三个区域：阴影左边谱分量的波在地面附近即已截止，属于截止区；阴影区域谱分量的重力波在中层顶以上高度被反射，属于反射区；阴影右边有等值线的区域的重力波则能够克服衰减，传播到一定的高度和水平距离，称之为传播区．下面逐一分析风场对这三种传播情况的影响．

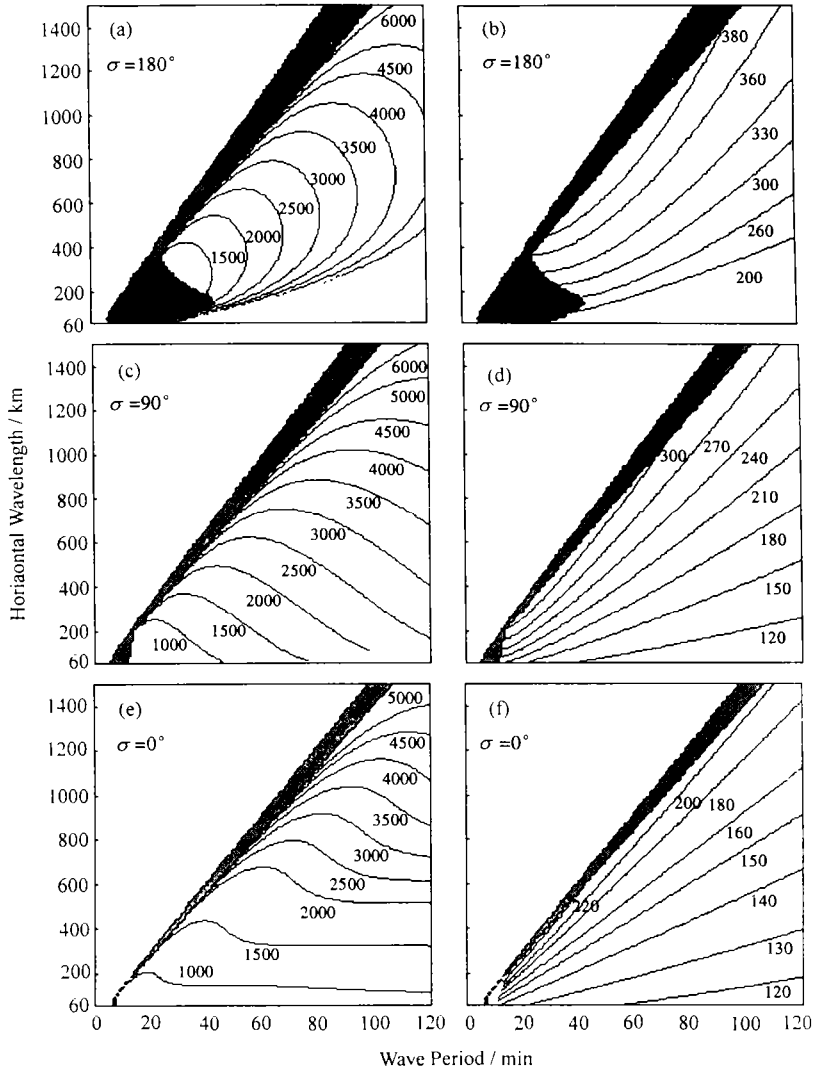

图 3 不同尺度重力波的传播情况．图中阴影表示反射区，σ 是波矢与风向的夹角，(a, c, e) 是重力波的水平传播距离等值线，(b, d, f) 是高度等值线，等值线值以 km 为单位在图中标出

Fig.3 Horizontal distance and height contours of gravity waves. The shadow represents reflection area

(1) 风场对截止区的影响：从图 3 中可发现，在逆风、无风和顺风传播三种情况下，截止区的覆盖范围大致不变，且集中在短周期、长波长的区域. 由于 λ-T 平面内每点的斜率代表这一点的相速度，图中截止区的水平相速度 $V_{\rm ph} > 250\,{\rm m/s}$. 位于截止区的这部分波，由于色散关系的限制，在对流层中即已截止，不能向上传播成为内波. 由于这种波的波速很快 (远大于对流层背景风速)，因此截止区的覆盖范围一般受风的影响不明显.

(2) 风场对反射区的影响：逆风条件下的反射区范围较广. 在图中左下角存在大块的阴影区，覆盖约 60—400 km 波长和 8—40 min 周期的范围，属于小尺度重力波. 随着周期的增长，反射区向波长变长、周期变大的方向延伸，形成一个紧靠截止区的带状阴影区域，这表明反射波的相速度较大，并且集中分布在相速度约为 240 m/s 的区域. 逆风时图左下角的大块阴影区，在无风时只剩下 8—12 min 周期和 60—200 km 波长的一小块，带状阴影区也明显变窄；而在顺风条件下，图左下角只剩下一些不连续的小块阴影，整个反射区被压缩成了一个狭长的带状区域，这个区域内波的相速度仍然保持在 240 m/s 左右.

由以上分析可知，逆风趋向于使得较小尺度重力波被反射，而顺风则能够支持其传播. 进一步的分析表明，由于短周期重力波的频率接近大气浮力频率，逆风传播时多普勒效应使重力波等效频率上升，接近大气浮力频率，因而容易被反射. 反之，顺风传播时，重力波等效频率下降，远离大气浮力频率，从而不易被反射.

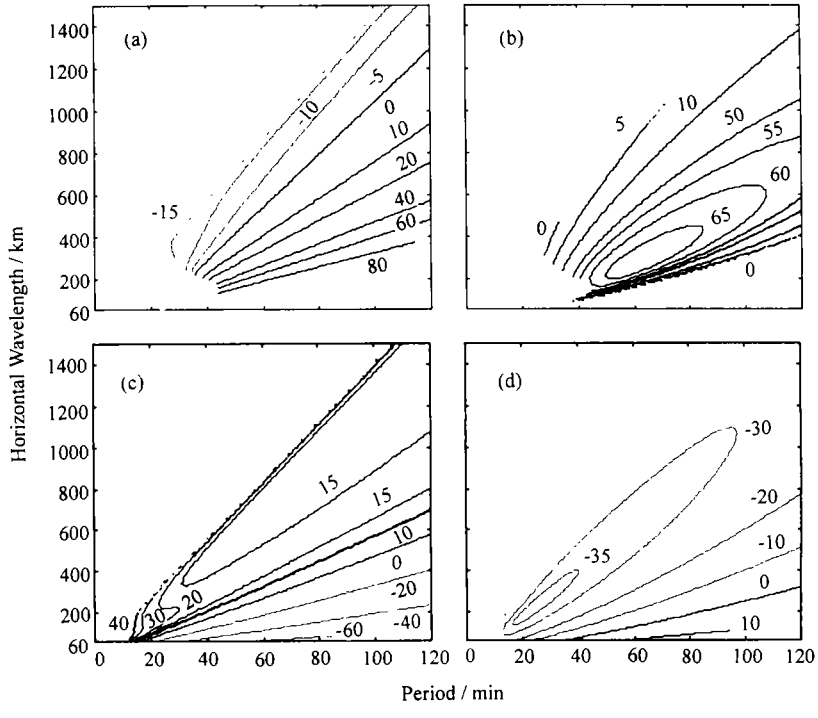

图 4　(a)、(b) 是逆风与无风场时的传播高度及距离的相对变化百分比等值线，(c)、(d) 是顺风与无风情形相比的相应结果，虚线表示变化量为负

Fig.4　(a), (b) are subtraction of propagating distance and height without wind from those propagating downwind, and (c), (d) are subtraction results from those propagating downwind

(3) 风场对传播区的影响：位于传播区的谱分量能够克服反射继续传播，但由于能量损耗，只能传播有限距离和高度，如图 3 中各个分图的等值线所示. 由图 3(a, c, e) 所示的水平衰减距离等值线可知，在无风场条件下 (见图 3c), 波的传播距离一般随波的周期的增加而增加；当存在风场时 (见图 3a, e), 接近反射区的传播距离等值线变化相对较小，但远离反射区的慢速波则改变十分明显. 其中，在逆风传播条件下 (见图 3a), 图中右下方即长周期短波长的慢速波分量的传播距离明显增加，而在顺风传播时 (见图 3e), 慢速波分量的水平传播距离明显减小.

传播距离随风向的变化可进一步从图 4 中看出. 在图 4 中给出了顺风、逆风时位于传播区的各谱分量的到达高度和水平传播距离相对于无风场情形时的变化率等值线. 在逆风传播时 (见图 4a), 慢速波 (相速度小于约 150 m/s) 的传播距离明显增加，并且波速越慢，传播距离增加得越多，而快速波的传播距离则有小幅度的减少；顺风时 (见图 4c), 相速度小于约 110 m/s 的慢速波传播距离明显减少，而相速度大于 110 m/s 的波的传播距离增加.

由图 3(b, d, e) 所示重力波衰减高度等值线可知，在无风场条件下 (见图 3d), 波的衰减高度一般随相速度的增加而下降；当存在逆风场时 (见图 3b), 衰减高度相对于无风场情形上升了约 80 km; 而存在顺风场时 (见图 3e), 接近反射区的快速波的到达高度明显下降，但远离反射区的慢速波的衰减高度的变化不明显.

衰减高度随风向的变化可进一步从图 4 中看出. 在逆风传播时 (见图 4b), 除紧靠反射区的小波长、小周期波以及远离反射区的慢速波的到达高度保持不变外，大部分可传播谱分量的衰减高度均上升，升高幅度最大可达无风场时高度值的 68%; 顺风时 (图 4d), 波速在 150 m/s 左右的波的衰减高度明显下降，但下降幅度随波速的减慢逐渐变小. 在波速减小到 45 m/s 以下后，重力波的衰减高度有小幅度上升.

4 结 论

综上所述，波速大于 250 m/s 的快速重力波分量一般不能传播 (截止), 波速在 240 m/s 附近的重力波一般在中层顶高度被反射，也不能传播到电离层高度；而波速小于 220 m/s 的波分量可传播到电离层高度上. 风场方向对重力波的截止区域影响很小，但对重力波的反射区和截止区有明显影响，表现在顺风时使反射区范围缩小，逆风时使反射区范围扩大. 在传播区，顺风场使慢速重力波分量的传播距离变小，到达高度降低，而逆风则使慢速重力波分量的传播距离明显增大，到达高度上升. 由于能量的衰减是一个随路径增加的累积效应，风场一方面通过对重力波射线的拉伸、变陡和捕获等作用改变沿射线路径积累的能量衰减，一方面引起部分重力波在中层顶附近高度的反射，从而产生了上述重力波顺风和逆风传播的丰富多样性，为解释复杂的重力波扰动观测结果提供了理论基础. 有关这方面的结果将另文给出.

参　考　文　献

[1] Cowling D H. Group rays of internal gravity waves in a wind-stratified atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 1971, **76**(1):213—220

[2] Yeh K C *et al.* Evidence of directional filtering of travelling ionospheric disturbance. *Nature Phys. Sci.*, 1972, **235**(4):131—133

[3] Hines C O. Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights. *Can. J. Phys.*, 1960, **38**:1 441—1 481

[4] Francis S H. Acoustic gravity modes and large scale traveling ionospheric disturbances of a realistic dissipative atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 1973, **78**:2 278—2 301

[5] 梁君，袁洪，万卫星. 背景风场维持的中尺度受导重力波. 空间科学学报， 1999, **19**(4):289—295

[6] 丁锋，万卫星. 背景风场和温度梯度对重力波传播的影响. 电波科学学报， 1998, **13**(2):109—112

THE INFLUENCE OF BACKGROUND WINDS ON INTERNAL GRAVITY WAVES IN DISSIPATIVE ATMOSPHERE

DING Feng　WAN Weixing　YUAN Hong

(*Wuhan Institute of Physics and Mathematics, The Chinese Academy of Sciences* 430071)

Abstract

By using ray-tracing method, features of propagation of internal gravity waves under the influence of winds are calculated. The results indicate that the cut-off region of gravity waves seems not affected by winds, while reflecting and propagating regions are significantly influenced. The reflecting region reduces when gravity waves propagate downwind and expands when against wind. In propagating region, propitions winds shorten the attenuation distance of slow gravity waves and reduce their propagating height, while converse winds lengthen the attenuation distance of slow gravity waves and rise the attenuation height. Further analysis shows that the diversity of gravity wave propagation features is caused by the effect of winds on the processes of gravity wave attenuation and reflection.

Key words　Ray tracing, gravity wave dissipation